



TITLE:

# 軸対称銀河の準静的進化 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用)

AUTHOR(S):

宮本, 昌典

---

CITATION:

宮本, 昌典. 軸対称銀河の準静的進化 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用). 数理解析研究所講究録 1977, 315: 66-80

ISSUE DATE:

1977-12

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/103950>

RIGHT:

## 軸対称銀河の準静的進化

宮本昌典 東京天文台

### 1. Introduction

渦状銀河における Hubble の分類  $Sa-Sb-Sc-Sd\cdots Ir$  は渦状腕の巻き込み具合の系列である。一方 Van den Bergh は写真で見られる Central Bulge と Disk Part の広がり比の系列として,  $SO$  と含む渦状銀河を再分類した。これらの分類は, 星間気体量や色指数とよい相関を示すことから, 何かしら銀河の進化系列を暗示しているものと考えられて来た。

一方, Morphology ないしは Photometry から離れて, 純粋に力学・運動学の立場から銀河を眺める試みもあってよいと思う: 力学的パラメータ空間では銀河はどのように並びだろうか, 更にそれらの並び方から, 銀河の進化に関して何か積極的な手掛りが得られるのか, この二点が以下の軸対称銀河の模型作りの Motivation である。

ここで考える軸対称銀河は定常状態に到達した(密度波等の擾動は別として)無衝突の回転恒星系とする。渦状銀河の Morphology に重要な寄与をしていると考えられる星間気体量は, 各銀河の総質量の高々 10% 程度だから, 現在の銀河は非散逸の恒星系とみなしてよい。

以下の定常・無衝突恒星系としての軸対称銀河模型は，  
銀河回転の観測データのみに基づいて作成される。銀河回  
転の広域観測データが揃っている例はそう多くなく，われわ  
れが採用できるのは，やっと13組であった。

更に，模型作りに際して，観測される銀河回転と恒星集団  
の平均的な銀河回転とみなす。実際には，観測される銀河回  
転は，速度分散の小さな（数km/sec）星間気体の速度場から  
観測値は殆んどその銀河内の円運動速度を意味する。質量の  
大部分をしめる速度分散の大きな恒星集団の銀河回転は，円  
運動速度より小さい。しかし，われわれ銀河系の場合，30km/sec  
程度の速度分散を有する恒星集団の銀河回転と円運動速度と  
の差は10km/sec程度から，上述の近似は一つの方便とし  
て許されよう。

## 2. 軸対称回転恒星系の力学平衡

円筒座標系  $(R, \theta, z)$ ，対応する速度成分を  $(u, v, w)$   
とすると，軸対称・定常・無衝突の仮定から，恒星系の速度  
分布関数  $F^*(R, z; u, v, w)$  は，ボルツマンの方程式の解とし  
て次のようになる：

$$F^*(R, z; u, v, w) = F(E, J, I_3)$$

$$\text{但し, } \begin{cases} E = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - \Phi(R, z) \\ J = Rv \end{cases}$$

$I_3$ は、いわゆる三積分であるが、その解析表現が確立され  
ていないので、 $H$ の $I_3$ 依存性は省略する。 $\Phi(R, Z)$ は、自己  
重力系の重力ポテンシャルで

$$\nabla^2 \Phi(R, Z) = -4\pi G \rho(R, Z) \quad (1)$$

空間密度  $\rho(R, Z)$  は

$$\rho(R, Z) = \iiint_{0 \leq u^2+v^2+w^2 \leq 2\Phi(R, Z)} F(E, J) du dv dw \quad (2)$$

で与えられる。

適当な  $\rho(R, Z)$  を与えて、(1) と (2) を満すような  $F(E, J)$   
を捜し出せば、恒星系内の平均速度場、速度分散等々が全て  
与えられ、力学平衡状態にある軸対称銀河模型が得られる。

ここでは、 $F(E, J)$  を直接求めないで、ポルツマン方程式  
の速度に関するモーメント方程式系の解としてのモーメント

$$\langle u^\alpha v^\beta w^\gamma \rangle = \frac{1}{\rho} \iiint F u^\alpha v^\beta w^\gamma du dv dw$$

を求めることにより、間接的に  $F$  を求める。実際、観測か  
ら直接得られる量は、平均速度場とか速度分散である。問題  
になるモーメント方程式系は、静水平衡式 (Hydrodynamic eqs.)  
である：

$$\frac{\partial}{\partial R} (\rho \langle u^2 \rangle) + \frac{1}{R} [(\rho \langle u^2 \rangle) - (\rho \langle v^2 \rangle)] = \rho \frac{\partial}{\partial R} \Phi \quad (3)-1$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho \langle w^2 \rangle) = \rho \frac{\partial}{\partial z} \Phi \quad (3)-2$$

$$\langle u^2 \rangle = \langle w^2 \rangle \quad (3)-3$$

もしももし  $\rho(R, z)$  を与えて, (1) による重力ポテンシャル  $\Phi$  の下に (3)-1 ~ 3 を解けば,  $\langle u^2 \rangle = \langle w^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  が得られる。これだけの条件からだけでは, 銀河回転  $\langle v \rangle$  は一意には定まらない。自己重力系の条件 (2) において,  $\rho$  に寄与する  $F$  は  $F(E, J^2)$  の部分だけだからである。回転を導入するには何等かの条件を加える必要がある。そこで, 平均速度  $\langle v \rangle$  のまわりの速度分散  $\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$  が次の条件

$$\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 = \langle u^2 \rangle = \langle w^2 \rangle \quad (4)$$

を満たすように  $\langle v \rangle$  を定めることにする (Isotropic Dispersion)。

銀河の密度・ポテンシャル分布を次の函数対の重ね合せて表現する (Miyamoto & Nagai 1975, Nagai & Miyamoto 1976) :

$$\rho_n(R, z) = \frac{M}{4\pi(2n-1)!!} \sum_{k=0}^n \frac{(2n-k)!(k+1)a^k}{2^{n-k}(n-k)!} \times$$

$$\left\{ \frac{P_{k+1}(x)}{[R^2 + (\sqrt{z^2 + b^2} + a)^2]^{(k+2)/2}} + \frac{(k+2)\sqrt{z^2 + b^2} P_{k+2}(x)}{[R^2 + (\sqrt{z^2 + b^2} + a)^2]^{(k+3)/2}} \right\} \quad (5)$$

$$\Phi_n(R, z) = \frac{GM}{(2n-1)!!} \sum_{k=0}^n \frac{(2n-k)! a^k}{2^{n-k}(n-k)!} \frac{P_k(x)}{[R^2 + (\sqrt{z^2 + b^2} + a)^2]^{(k+1)/2}} \quad (6)$$

但し,  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $P_n(x)$  は Legendre Polynomial,

$$x = \frac{\sqrt{z^2 + b^2} + a}{\sqrt{R^2 + (\sqrt{z^2 + b^2} + a)^2}}$$

$M, a, b$  は, それぞれの成分 ( $n$ ) の総質量,  $R$ -方向の拡がり,  $z$ -方向の拡がりと意味する。複雑な函数対を用いて銀河の密度・ポテンシャルを表現する必要はない。ここでは,  $M, a, b$  と異にする  $n=0$  の最も単純な二組の函数対を重ね合わせることによって, 銀河中心近傍の球状部と周縁の扁平部の質量分布を再現しようと思う。具体的には

$$\begin{aligned} \rho(R, z) &= \rho_0(R, z; M_1, a_1, b_1) + \rho_0(R, z; M_2, a_2, b_2) \\ &= \sum_{i=1}^2 \frac{b_i^2 M_i}{4\pi} \frac{a_i R^2 + [a_i + 3\sqrt{z^2 + b_i^2}][\sqrt{z^2 + b_i^2} + a_i]^2}{\{R^2 + [\sqrt{z^2 + b_i^2} + a_i]^2\}^{5/2} (z^2 + b_i^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Phi(R, z) &= \Phi_0(R, z; M_1, a_1, b_1) + \Phi_0(R, z; M_2, a_2, b_2) \\ &= \sum_{i=0}^2 \frac{GM_i}{\sqrt{R^2 + (\sqrt{z^2 + b_i^2} + a_i)^2}} \end{aligned} \quad (8)$$

従って, 銀河を表現するための独立な力学パラメータを, 球状部を記述するための  $(M_1, a_1, b_1)$  と扁平部を記述するための  $(M_2, a_2, b_2)$  の6ヶに制限することになる。観測データの特徴を表現するだけなら, これで9パラメータ数は多す

る。そこで，中心部は球状であるという仮定  $a_1 = 0$  と球状部の拡がり  $b_1$  と扁平部另一方向の拡がりとは同程度であるという仮定  $b_1 = b_2$  を設ける。  $M_1, M_2, a_2, b_1$  の4つのパラメータは観測データを記述するのに充分である。

重ね合せの一般的な密度・ポテンシャル対に対する静水平衡式 (3)-1~3 の解については Nagai & Miyamoto 1976 参照。二対の密度・ポテンシャル対を重ね合わせた場合でも (3)-1~3 は解析的に解けて，特に (7) と (8) の場合には (Sato & Miyamoto 1976)，

$$\langle u^2 \rangle = \langle w^2 \rangle = \frac{G}{8\pi \rho(R, z)} \left\{ \sum_{i=1}^2 \frac{b_i M_i (\sqrt{z^2 + b_i^2} + a_i)}{[R^2 + (\sqrt{z^2 + b_i^2} + a_i)^2]^{\frac{3}{2}} \sqrt{z^2 + b_i^2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

( $b_1 = b_2$ )

を得る。(9) を (3)-1 に代入すれば  $\langle v^2 \rangle$  が得られるから，(4) の仮定のもとに，恒星系としての銀河の平均速度場——銀河回転が求まる。このようにして得られる  $\langle v \rangle$  は

$$\langle v \rangle = f(R, z; M_1, M_2, a_2, b_1) \quad (10)$$

のような内容になっているから，4つのパラメータは， $z = 0$  における銀河回転の観測データと (10) に代入するだけでなく fitting することによって求まる。

### 3. 軸対称銀河の無次元パラメータ空間における分布

13 々の渦状銀河に対して，前述のように力学平衡を仮定して得られた力学パラメータを表 1 に示した。表から明らかのように，銀河の型と力学パラメータそのものの相関はないといつてよい。もしそれぞれの銀河が，質量・大きさ等に直接関係せず，ある種の相似則に従って進化していると考えるなら，銀河の型はむしろ無次元量との相関を示すであろう。そのような無次元量として， $C = b_1/a_2$  と  $T = M_2/(M_1+M_2)$  の二つを採用する。 $(C, T)$  一面に，これらの銀河をプロットすると図 1 太破線に沿って並び，Crosses は，観測データに (10) を fitting する際の  $C, T$  パラメータの許容範囲。このような無次元量で張られる空間でも，銀河の型が順序よく並んでいるとはいえない。少くとも 13 々の渦状銀河の力学状態は，Hubble 系列とは直接の関係を示さないように見える。ここで注目したいことは，この  $(C, T)$  一面では，銀河が太破線に沿って“かなり”行儀よく並ぶことである。

軸対称の楕円銀河を  $(C, T)$  一面にプロットしたらどう並びが興味深いことだが，力学模型作成に際して必要な運動学的観測データは現在のところ殆んどない。そこで観光学的な観測データにも頼ってみる。de Vaucouleurs によると，多くの楕円銀河の表面輝度  $B$  は，中心からの距離  $r$  に関して次のよう



な。いわゆる  $r^{1/4}$  — 法則に従う：

$$\log(B/B_e) = -3.33 \left[ (r/r_e)^{1/4} - 1.0 \right] \quad (11)$$

但し、 $r_e$  は全光度の  $1/2$  の光量を含む半径、 $B_e$  はそこで  
表面輝度。 $M/L$  比が場所依存しないことを仮定する。そ  
して、(7) で与えられる空間密度  $\Sigma$  に関して積分した投影  
(face-on) 密度分布が、 $0.5 < R/R_e < 2.5$  の範囲で (11) と  
よく再現する (C, T) 領域と探し出してみると図 1 の Ellipticals  
領域になる。Ellipticals の分布領域と Spirals の分布領域が完  
全に分離していることに注目したい。Ellipticals と Spirals  
とは起源を完全に異にしてゐることも云えるし、起源が同一で  
あつたとしても、二種類の銀河のうち (Ellipticals?) が進化  
の途中で他とは異なつた条件を更に賦与されたとみられる。

#### 4. 軸対称銀河の準静的エネルギー散逸

周囲の媒体から独立した各原始銀河は、総質量と総角運動  
量を保存しながら、星間気体と媒介により系のエネルギーを  
散逸することによって力学構造を変えて現在の銀河に到達し  
た。前述のように、現在の渦状銀河に含まれる星間気体は、  
総質量の高々 10% 程度だから、現在の銀河では系全体の構  
造を変えるほどのエネルギー散逸は殆んどない。つまり、星  
々と星間気体との力学的 coupling は殆んど解けていて、エネ  
ルギーの散逸という意味の銀河の進化は終了している。

しかし、銀河進化の途上、星々と星間気体が混在し、力学的に強く coupling している時期があった。その時期には、系のエネルギー散逸が効果的に行われ、系の構造は徐々に変わった（質量・角運動量の再配分が  $1/H$  程度の time scale で行われる）であろう。

星々と星間気体とが coupling している段階では、星々の無秩序運動と星間気体の乱流との区別はない。そして、系の crossing time (dynamical time) scale を  $T_{\text{cross}}$  とし、エネルギー散逸の time scale  $T_{\text{diss}}$  が

$$T_{\text{cross}} \ll T_{\text{diss}} < 1/H \quad (12)$$

を満している場合には、coupling stage の銀河の各進化段階で、星・気体混合系は準静的な状態にあるであろう。星・気体混合系は、大ざっぱに言って、各進化段階で (3)-1~3 に従う静水平衡状態にあったと考えるより。

図1に示されたように、(C, T)-面で渦状銀河が比較的よく整列することから、上述のエネルギー散逸過程は、原始銀河の総質量・大きさ・総角運動量の大小には直接無関係に進んでように見える。そこで、一種の相似則が成立するようなエネルギー散逸過程があったと考える。

各銀河の総質量  $M$  と総角運動量  $Q$  が保存される場合、無次元の総エネルギー  $\mathcal{E}$  の準位を求める。各銀河の総角運動量  $Q$

は, (7) と (10) より

$$Q = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} R \langle v \rangle \rho R dR dz$$

積分結果は

$$Q = \sqrt{GM^3 a_2} \cdot \xi(C, T) \quad (13)$$

となる。一方総エネルギー  $E$  は

$E = (\text{重力} + \text{回転} + \text{無秩序運動})$  のエネルギー

であるが, 静水平衡を考慮しているので, ビリアル定理から

$$E = \frac{1}{2} \cdot \text{重力エネルギー}$$

である。従って, (7) と (8) より

$$E = -\frac{GM^2}{a_2} \cdot \eta(C, T) \quad (14)$$

となる。ここで,  $\eta$  の具体表現は省略する。保存量  $M$  と  $Q$  を用い

て作られる唯一のエネルギーの次元は  $GM^5/Q^2$  であるから,

各銀河がそれぞれ異なる  $M, Q$  を保存しながらエネルギー

を散逸するとき, 無次元 (共通) のエネルギー準位は

$$\mathcal{E} = E / (GM^5/Q^2) = -\xi^2(C, T) \cdot \eta(C, T) \quad (15)$$

である。この準位が図1の曲線群である。

各銀河が相似則に従って, エネルギーを散逸するとき, エネルギー散逸の向きは, 図中太破線に沿って左上から右下に

向う。但し，太破線は  $\alpha = 0.9350$ ， $\beta = 6.683$  として

$$T = \alpha - \beta C^6 \quad (16)$$

によって表現されている。図から明らかのように，銀河のエネルギーは，初期には  $C \approx \text{const} (0.5 \sim 0.7)$  に沿って散逸され， $C \approx 0.5$  近傍から後期では  $T \approx \text{const} (\sim 0.9)$  に沿って散逸されていることがわかる。つまり，エネルギー散逸によって，初期には 中心部と偏平部の間の質量の再配分が行われて，R-方向の広がり  $a_2$  が縮む。後期には，質量の再配分がほぼ完了し，主に Z-方向の広がり  $b_1$  が縮む。実際，(16) に沿って，初期には  $T$  と共に  $a_2$  がどのように縮むか，そして後期には， $a_2$  の減少が  $C$  と共にどのようににぶるかを示すと，図 2a，2b のようになる。この様子は (13) より得られる：

$$a_2 = \frac{Q^2}{GM^3} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2(C, T)} \quad (17)$$

但し， $a_2$  は  $Q^2/GM^3$  を単位として計ってある。

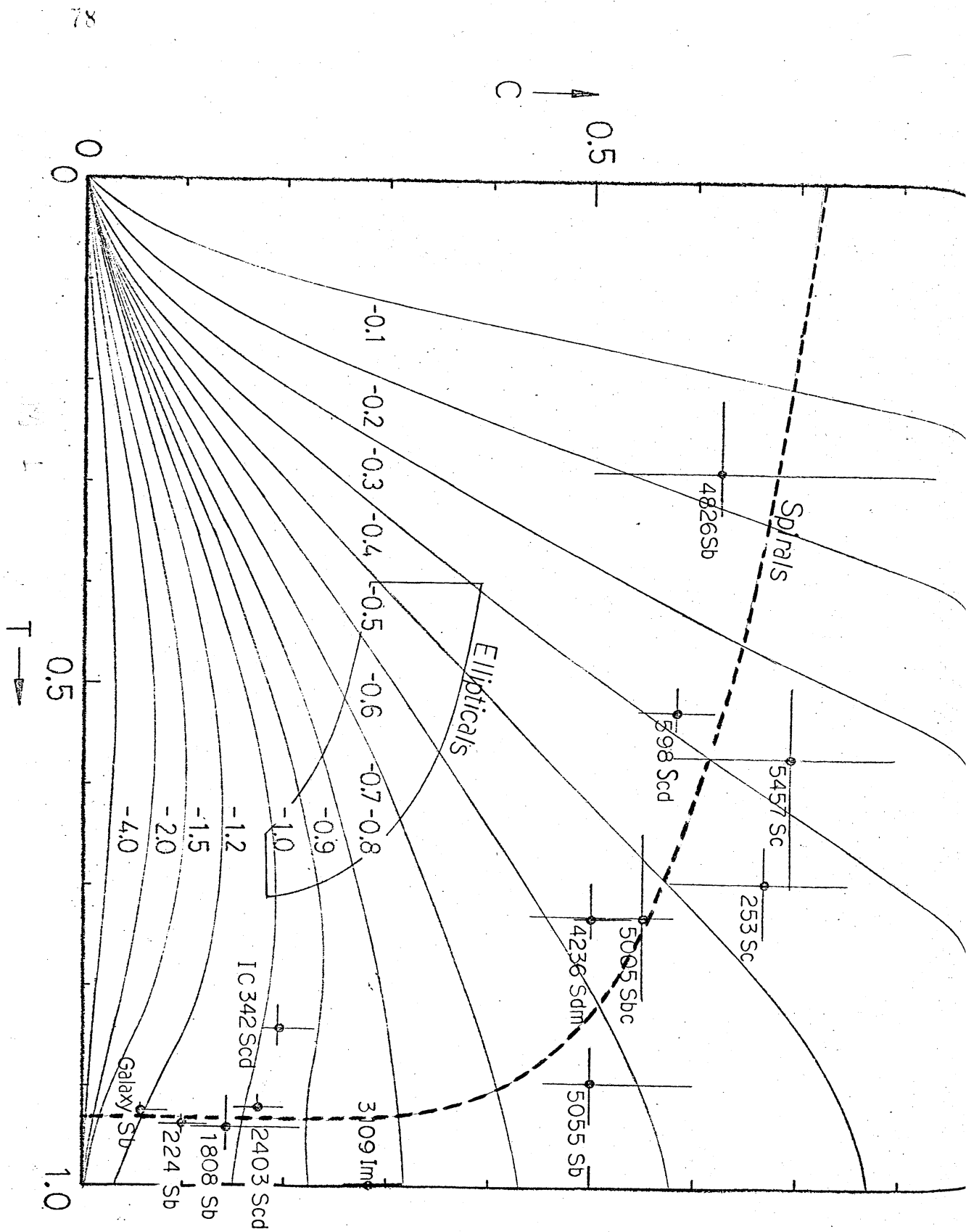
NGC 4826 から Galaxy に到るまで，太破線に沿っての渦状銀河のちらばりは，各銀河がどの段階で星・星間気体の力学的 Coupling から解放される(星間気体→星への変換終了)かの Variety に関係していると考えられる。Our Galaxy においては，最後までエネルギー散逸機構が有効であったらしい。NGC 4826 近傍から Galaxy が進化していくとすれば，R-方向の収縮は

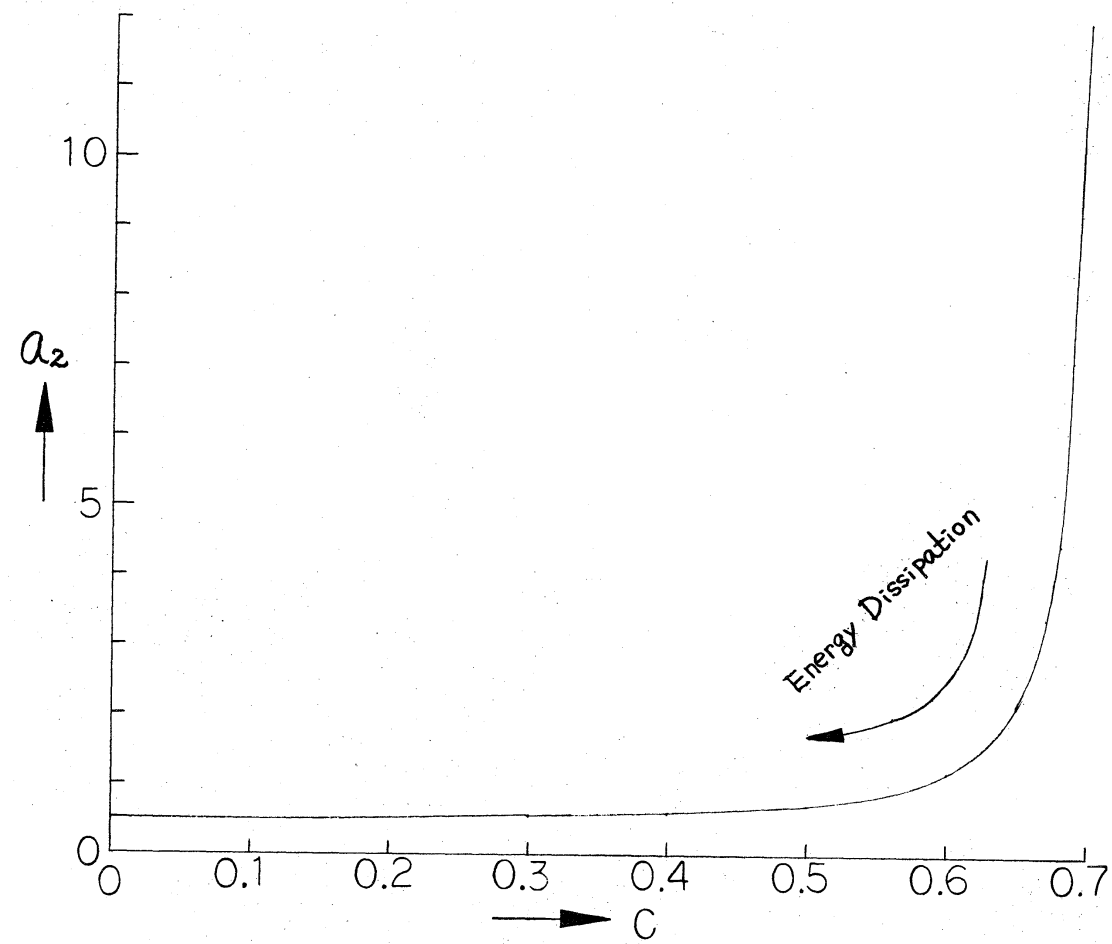
約  $1/5$  ,  $z$ -方向の収縮は 約  $1/10$  程度とい  
うことになる。 NGC 4826 よりもっとエネルギー準位の高  
い状態から収縮を開始したとすれば, 収縮率はもっと大きな  
ものになる。

最後に, 以上のような銀河の準静的収縮過程を実証するた  
めに, もっと数多くの銀河の運動学的観測データの蓄積が望  
まれる。一方, 以上のような銀河進化論には時間が入って  
ない。時間的進化を追跡するには, Dissipation Processes と質量  
の気<sup>体</sup>→星変換の Processes を具体化しなくてはならない。

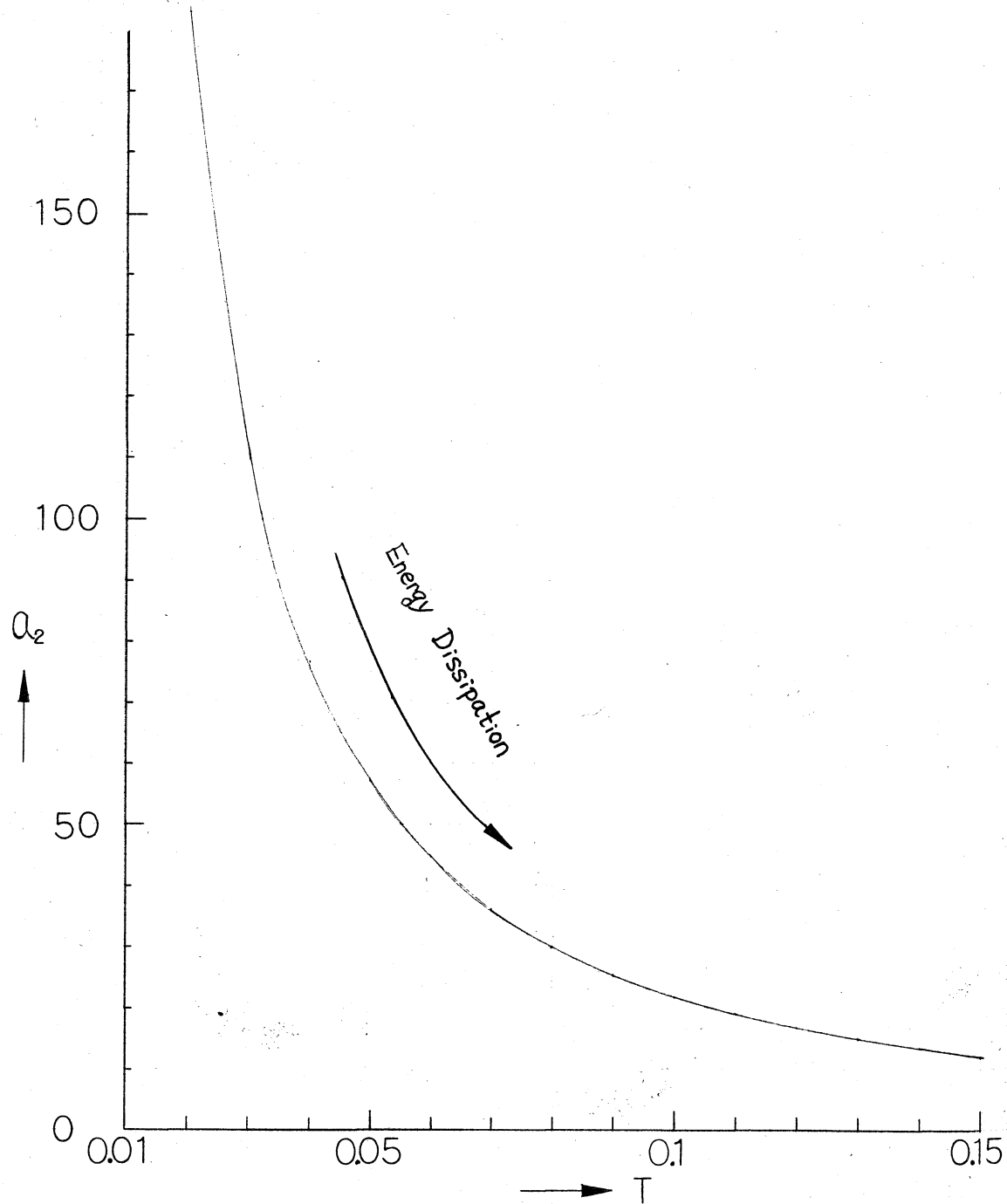
表 1

Objects	$a_2$ (kpc)	$b_1=b_2$ (kpc)	$M_1$ ( $10^{11}M_\odot$ )	$M_2$ ( $10^{11}M_\odot$ )	Total Mass ( $10^{11}M_\odot$ )
Galaxy <sup>(Sb)</sup>	7.283	0.495	0.205	2.547	2.752
NGC 224 <sup>(Sb)</sup>	6.5	0.65	0.19	2.90	3.09
NGC 253 <sup>(Sc)</sup>	6.0	4.0	0.50	1.15	1.65
NGC 598 <sup>(Scd)</sup>	6.0	3.5	0.18	0.20	0.38
NGC 1808 <sup>(Sb)</sup>	5.5	0.8	0.12	1.90	2.02
NGC 2403 <sup>(Scd)</sup>	20.0	3.5	0.20	2.30	2.50
NGC 3109 <sup>(Im)</sup>	7.0	2.0	0.0	0.13	0.13
NGC 4236 <sup>(Sdm)</sup>	13.0	6.5	0.20	0.55	0.75
NGC 4826 <sup>(Sb)</sup>	0.8	0.5	0.099	0.040	0.14
NGC 5005 <sup>(Sbc)</sup>	4.0	2.2	0.65	1.77	2.42
NGC 5055 <sup>(Sb)</sup>	2.0	1.0	0.14	1.16	1.30
NGC 5457 <sup>(Sc)</sup>	20.0	12.5	3.0	4.0	7.0
IC 342 <sup>(Scd)</sup>	28.0	5.5	0.9	4.8	5.7





2a.



2b.